PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 1. | 1. Oktober 1901. | 3. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 2 am 9. Oktober 1901.

INHALT.

An unsere Leser!
Originalmitteilungen:
E. Englisch, Periodische Veränderungen an Bromsilbergelatineplatten. S. 1.
A. Perot und Ch. Fabry, Ein neues Modell eines Interferenzapparates. S. 5.
Vorträge und Diskussionen von der 73. Naturforscherversammlung zu Hamburg:
W. Kaufmann, Die Entwicklung des Elektronenbegriffs. S. 9.
Referate:
F. R. Helmert, Der normale Teil der Schwerkraft im Meeresniveau. S. 15.
Tagesereignisse. S. 16.
Personalien. S. 16.

An unsere Leser!

Mit dem Beginn des dritten Jahrganges wird die „Physikalische Zeitschrift" unter sonst vollständiger Wahrung ihres bisherigen Programmes und Umfanges in 14tägig erscheinenden Heften ausgegeben werden.

Die Erfahrungen der ersten beiden Jahrgänge haben gezeigt, dass die Schnelligkeit der Berichterstattung nicht über eine gewisse, durch technische Umstände bestimmte Grenze gesteigert werden kann, der die 14tägige Ausgabe der Hefte viel besser angepasst ist, als die 8tägige. Ausserdem hat sich bei der bisherigen Erscheinungsweise der Umstand häufig als störend erwiesen, grössere Beiträge auf mehrere Hefte verteilen zu müssen, und es sind uns auch aus den Kreisen der Leser wiederholt Wünsche zugekommen, diesen Übelstand zu beseitigen. Wir haben uns daher zu der 14tägigen Ausgabe der Hefte um so lieber entschlossen, als mit der geänderten Art des Erscheinens für den Verlag und nicht minder für die Redaktion eine grosse Erleichterung erzielt wird.

Die „Physikalische Zeitschrift" hat in den zwei Jahren ihres Bestehens in stets wachsendem Masse Freunde erworben, und die Idee, die ihren Begründern vorschwebte, hat sich als eine gesunde und lebenskräftige erwiesen.

Wir bitten die Fachgenossen, sie auch fernerhin durch thätiges Interesse und rege Mitarbeit zu unterstützen.

E. Riecke. H. Th. Simon.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Periodische Veränderungen an Bromsilbergelatineplatten.

Von Eugen Englisch.

1. Eine empfindliche Bromsilbergelatineplatte erreicht bei der Entwickelung ihre grösstmögliche Dichtigkeit bei einer Belichtung, welche rund dem 5000fachen Schwellenwerte entspricht[1]). Die Dichtigkeit bleibt in einem je nach Intensität und Entwickelungsart[2]) mehr oder weniger breiten Belichtungsgebiete — der ersten „neutralen Zone"[3]) — konstant, und nimmt bei weiterer Zufuhr von Lichtenergie ab. Man hat seither angenommen, dass diese Abnahme kontinuierlich erfolge; man erreicht bei weiterer Lichtzufuhr endlich den zweiten neutralen Zustand, in dem die Schicht wenigstens für übliche Entwickelungszeiten nicht mehr geschwärzt wird, sondern nur noch schleiert.

2. Betrachtet man nun eine streifenweise mit intensivem Lichte (brennendem Magnesium) belichtete Platte genauer, so sieht man, dass öfters mehrere Streifen gleiche Dichtigkeit haben, während dazwischen die Dichtigkeit von Streifen zu Streifen abnimmt. Anders ausgedrückt: bezeichnet D die Dichtigkeit, E die Exposition, so liegen zwischen Werten von D und E, für die $\frac{dD}{dE} < 0$ ist, solche, für die $\frac{dD}{dE} = 0$ wird.

1) Ebert, Eders Jahrbuch **1894**, S. 14.
2) Englisch, Das Schwärzungsgesetz für Bromsilbergelatine. Habilitationsschrift. S. 31. Halle a. S., W. Knapp. 1901.
3) Janssen, C. R. **90**, 1447, 1880.

Nun hatte ich früher gezeigt[1]), dass man solarisierte Schichten normal, d. h. in mit der Belichtung steigender Dichtigkeit $\left(\frac{dD}{dE} > 0\right)$ entwickeln könne, wenn man sie eine für jede Plattensorte durch Vorversuch zu bestimmende Zeit in Natriumthiosulfatlösung badet, bis an den nicht solarisierten Stellen das Bromsilber herausgelöst ist, und die Platten nach gründlichem Abspülen in einem beliebigen Entwickler hervorruft. Wie man sich schon an den unentwickelten Platten überzeugt, wird durch das Vorbad umsoweniger Bromsilber herausgelöst, je weiter die Solarisation vorgeschritten ist, was im Sinne der Gerbungstheorie **Luthers**[2]) gedeutet werden kann; bei der Entwickelung wird das gesamte $AgBr$, das noch vorhanden ist, reduziert und zeigt demnach die Licht- und Schattenverteilung eines Negatives[3]). Bei diesen primär teilweise fixierten und entwickelten Platten fiel auf, dass sich zwischen dunkleren Streifen, die dem soeben Gesagten entsprachen, hellere Streifen fanden, die in jenen Bezirken lagen, für welche bei den direkt entwickelten Platten $\frac{dD}{dE} = 0$ war.

3. Diese Beobachtung gab Veranlassung, den Verlauf der Solarisation für erheblichere Lichtmengen als bisher näher zu studieren. Schwache Lichtquellen konnten wegen zu geringer Wirksamkeit nicht in Betracht kommen; ich war somit auf das Licht brennenden Magnesiumbandes angewiesen. 1 m dieses Bandes wog 0,63 g; für Stücke von 1, 2, 3; 4 cm besteht Proportionalität zwischen Bandlänge und gelieferter Lichtenergie. Die Platten waren meist in Stücke von 2×9 cm geschnitten; sie wurden streifenweise mit wachsenden Lichtmengen bestrahlt, wobei der neu zu belichtende Streifen genau die angegebene Entfernung vom Ende des zu verbrennenden Bandstückes hatte. Da die Platten bis auf 14 cm der Lichtquelle genähert wurden, wird die Vergrösserung des Abstandes für die zuerst belichteten Streifen wohl bemerkbar, obwohl die Intensität infolge der räumlichen Ausdehnung der Lichtquelle weniger abnimmt, als der Abstandsvergrösserung entspräche. Eine Korrektur ist aber ohne besondere Versuche deshalb nicht möglich, und da es sich nur um eine qualitative Darstellung des Solarisationsverlaufes handeln kann, erscheint sie auch unnötig. Die Dichten ($D = log\, \mathcal{J}/\mathcal{J}_0$, wo $\mathcal{J}$ die Intensität des auffallenden, $\mathcal{J}_0$ die des durchgehenden Lichtes bedeutet) der verschiedenen Streifen wurden dagegen photometrisch so genau wie möglich bestimmt; die Absorption des Glases und der Gelatine ist dabei nicht in Abzug gebracht ($D = 0{,}15$). Zum Lichte des Magnesiums addiert sich die für jeden Streifen 5 Sekunden dauernde Einwirkung der blauen Flamme des Bunsenbrenners, die zur Entzündung des Magnesiums diente. Ich gebe zunächst einige Zahlen wieder für Platten, die mit Metolsoda normaler Zusammensetzung bei 18° im Dunkeln entwickelt und 10 Minuten im saueren Bade fixiert wurden.

Schleussnerplatten Em. Nr. 7551.

Dichte $D = log \frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_0}$.

Abstand 14 cm			
Belichtet durch cm Mg	Entwickelt 1	2	3 Min.
2	0,5	0,84	1,18
4	0,39	0,68	0,96
6	0,32	0,55	0,82
8	0,38	0,62	0,86
10	0,35	0,56	0,78
12	0,26	0,42	0,59
14	0,33	0,50	0,65
16	0,27	0,41	0,55

Abstand 20 cm		
Belichtet durch cm Mg	Entwickelt 1	3 Min.
2	0,62	1,47
4	0,59	1,25
6	0,55	1,01
8	0,51	—
10	0,44	0,90
12	0,37	0,85
14	0,42	(0,87)
16	0,44	0,88
18	0,35	0,77
20	0,31	0,71
22	0,34	0,75
24	0,30	0,67
26	0,32	0,71
28	0,33	0,77
30	0,30	0,65
32	0,32	0,68
34		—
36		0,70
38		0,62
40		0,68
42		0,60
44		—
46		0,66
48		0,60
50		0,63
52		0,62!
54		0,64
56		0,58
58		0,65
60		0,56

Herzkaplatten Em. Nr. 182.

Abstand 20 cm. Dichte $D = log \frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_0}$.

Belichtet durch cm Mg	Entwickelt 1 Min.
2	0,55
4	0,51
6	0,44
8	0,52
10	0,48
12	0,39
14	0,49
16	(0,45)
18	0,47
20	0,38
22	0,44
24	(0,43)
26	0,42
28	0,36
30	0,41
32	0,39

1) Englisch, Diese Ztschr. **2**, 62, 1900.

2) Luther, Die chem. Vorgänge in der Photographie. S. 55. Halle a. S., W. Knapp. 1899.

3) Neuerdings hat Nipher dasselbe Verfahren publiziert (Nature **63**, No. 1631, 325, 1901), nur mit der Modifikation, dass er konzentrierte Natriumthiosulfatlösung und Hydrochinon im Tageslicht (was nicht nötig ist) auf die Platte wirken lässt.

4. Bei den Platten fällt sofort auf, dass sie streifenweise heller und dunkler sind; die Schleussnerplatte, die sich für die kleinsten Belichtungen verhältnissmässig schnell noch zu erheblicher Dichtigkeit entwickelt, dann aber gut graduiert heller wird, hat (Fig. 1) zunächst

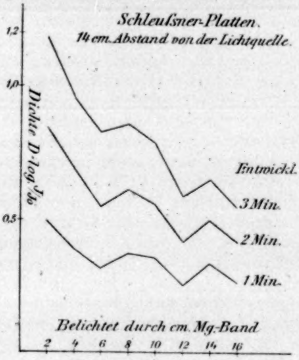

Fig. 1.

aus 14 cm Abstand von der Lichtquelle belichtet ein Minimum der Dichte bei 6 cm *Mg* — der Kürze wegen sei diese Ausdrucksweise gestattet —, ein Maximum bei 8 cm und ein zweites Minimum bei 12 cm. Dem ersten Minimum entspricht bei 20 cm Abstand (Fig. 2) ein Minimum bei 12 cm, dem zweiten ein solches bei 24 cm. Dagegen hat man bei 20 cm Abstand ein weiteres Minimum bei 20 cm *Mg*, dem bei 14 cm Abstand kein Minimum entspricht; es kann dies wohl daher rühren, dass dieses schwache Minimum überdeckt wird durch die Wirkung des bei Belichtung der Nachbarstreifen in der Schicht diffus gewordenen Lichtes, das hier von grösserer Intensität als bei 20 cm Abstand entsprechend eine mehr als verhältnismässig grössere Veränderung hervorrufen müsste[1]). Die Minima bleiben bei verlängerter Entwickelung erhalten; allmählich werden aber die Unterschiede zwischen den ersten Minima und den Nachbarstreifen kleiner, die Minima nähern sich den Maxima, während sich die mehr belichteten Streifen noch kontrastreicher entwickeln. Man kann dies erklären durch die Annahme, dass bei den ersten Minima die dem Minimumszustand entsprechende Veränderung sich nur auf die oberflächlichen Schichten erstrecke, nicht auch auf die tieferen; dasselbe wird vom folgenden Maximum gelten, das doch durch einen Minimumzustand hindurchgegangen ist; beim Minimum kommt also noch etwas Dichtigkeit aus den tieferen Schichten hinzu, das Maximum aber kann infolge des Minimumzustandes seiner tieferen Schichten wenig mehr hinzugewinnen; beide müssen sich also gleicher werden. Die Tiefe der Minima nimmt ab mit der Intensität des wirkenden Lichtes, doch konnte ich Andeutungen der Streifen noch bei 1 m Abstand der Platten von der Lichtquelle erhalten; je weniger tief ein erstes Minimum ist, desto schneller verschwindet es bei der Entwickelung (Fig. 2). Ganz anders verhält es sich mit späteren Minima; während sie bei kurzer Entwickelung im Schleier der Platte verschwinden, treten sie bei längerer Entwickelung immer deutlicher hervor. Die Minima kehren in einer eigentümlichen Periode wieder; bei Schleussnerplatten folgten auf das erste Minimum drei dunklere Streifen, zweites Minimum, zwei dunklere Streifen, drittes Minimum, ein dunklerer Streifen, viertes Minimum, woran sich dieselbe Periode wieder anschloss; jeder Streifen entsprach dabei 2 cm *Mg*. Die Unterschiede in der Tiefe der Minima waren dabei nicht derart, dass ich sie mit Sicherheit feststellen konnte. Die periodische Wiederkehr der Minima deutet auf die Unabhängigkeit derselben von der späteren Belichtung; ich fand sie in der That stets an denselben Stellen der Platte lokalisiert, an

1) S. Citat 2.

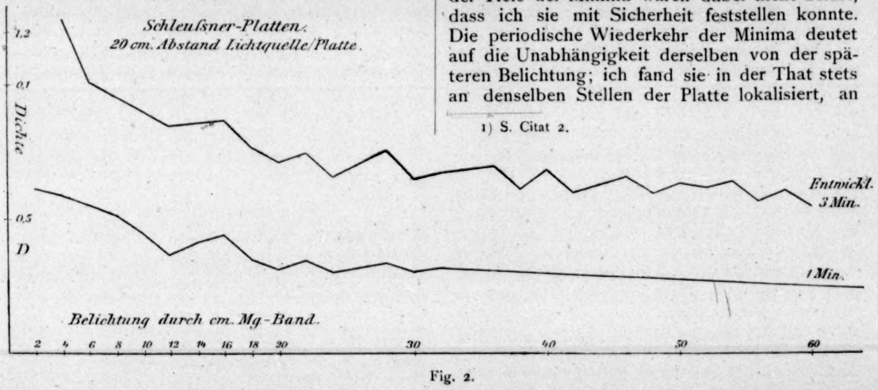

Fig. 2.

denen sich die ersten Minima gezeigt hatten, ganz unabhängig von der nachfolgenden Belichtung. Bis jetzt habe ich bis 128 cm Magnesiumband 17 deutliche Minima zählen können, wenn ich den Kunstgriff anwandte, die mehr belichteten Platten länger zu entwickeln. Diese Minima aufzuzeichnen hat wenig Interesse; wie aber aus Fig. 2 hervorgeht, tritt ein vorher unbemerktes, schwaches Minimum auf bei 52 cm *Mg*, das ich auch bei weiterer Belichtung nicht mehr gefunden habe, und das ich neben den drei ersten Minima für ein ursprüngliches halte, während ich die übrigen nur als Wiederholungen der ersten ansehe.

Nachbelichtung erhält also die Minima, und kann sie sogar verstärken. Während das erste Minimum nur bei guter Abpassung der Belichtungsverhältnisse und der Entwickelungsdauer deutlich erscheint, kommen die späteren Minima leicht und deutlich heraus. Versucht man nun aber eine Platte bis zur Nähe eines Minimums vorzubelichten und dann die zu diesem nötige Energiemenge hinzuzufügen, so werden die Unterschiede zwischen Maxima und Minima kleiner; diese Unterschiede entstehen also hauptsächlich in den ersten Stadien der Belichtung, d. h. die Platte ist unvorbelichtet empfindlicher, als wenn sie bereits solarisiert ist.

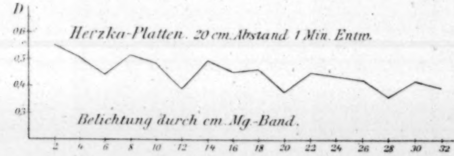

Fig. 3.

In Fig. 3 ist ein Teil der Solarisationskurve für eine Herzkaplatte gezeichnet. Diese Platte, die bei Normalbelichtung ganz klar arbeitet, ist im Solarisationsgebiete erheblich schleieriger als die Schleussnerplatte; das erste, hier sehr kräftige Minimum trat schon bei 6 cm *Mg* ein, die Periode der Minima war kürzer als bei der Schleussnerplatte und bei 16 cm lag ein schwaches Minimum, zwischen Maxima, die von kräftigen Minima eingeschlossen waren. Die Herzkaplatte ist gelatinereicher als die Schleussnerplatte; sie fixiert viel langsamer, und ich habe bei der ein ähnliches Verhalten zeigenden Colbyplatte ebenfalls schon bei 6 cm das erste Minimum beobachtet. Bei einer orthochromatischen Hauffplatte (Em. 235), die sehr dünn gegossen ist und sehr schnell fixiert, fand ich die Umkehrung erst bei 28 cm *Mg*.

Die Umkehrungen sind keineswegs an den Metolentwickler gebunden; sie treten zwar deutlicher auf bei den Rapidentwicklern, als bei Hydrochinon und Glycin, die sie ihrerseits auch bei längerer Entwickelung erhalten; bei Entwickelung mit Eisenoxalat (30 Sek.) erhält man sehr schöne Streifen.

Wenn man nun die streifenweise belichteten Platten primär teilweise fixiert und dann entwickelt, wie oben geschildert wurde, so zeigen auch diese Platten bis zu 24 cm *Mg* aus 20 cm Abstand helle und dunkle Streifen; die Maxima liegen dann aber auf den Minima der direkt entwickelten und umgekehrt. Besonders die ersten Umkehrungen treten hier deutlich hervor; dagegen werden sie unmerklich bei Belichtungen durch mehr als 24 cm *Mg*.

Eine Mitwirkung des Bindemittels bei diesen Erscheinungen scheint mir sicher; ich enthalte mich vorerst, eine Hypothese aufzustellen; ich will nur darauf hinweisen, dass die sogenannten schwarzen Blitze, bei denen der Hauptstrahl im Negativ dunkel, die Seitenäste aber hell erscheinen, möglicherweise durch diese Versuche erklärt werden können; die Lichtverhältnisse brauchen nur dieselben zu sein, wie für ein Maximum und ein Minimum; bei der Lichtstärke der Blitze könnten die Unterschiede zwischen diesen sehr erheblich werden.

Die Reduktion der vom brennenden Magnesium gelieferten Lichtmenge auf Hefnereinheiten ergiebt sich aus Eders[1]) Angaben. Demnach entspräche 1 cm meines *Mg*-Bandes (photographisch) 1200 H. M. S.[2]) Bei dem Abstande von 20 cm wirkt also 1 cm *Mg*-Band wie 30000 H. M. S. und die erste Umkehrung trat für Schleussnerplatten ein bei 360000 H. M. S., für Herzkaplatten für 180000 H. M. S. Rechnet man die zur Erzielung mittlerer Schwärzungen nötige Energiemenge zu 12 H. M. S. (die Normalexposition reicht von 3 bis etwa 23 H. M. S.[3]), so erfolgen die Umkehrungen bei 10^4 bezw. $1,5 \cdot 10^4$ fachem Betrage der Normalexposition. Janssen selbst hat bereits (l. c.) auf die Periodizität der Solarisation hingewiesen und bei stundenlanger Belichtung, oder wie er angiebt, dem 10^5 fachen Betrage der Normalexposition, ein zweites Negativ erhalten, wobei die Zahl 10^5 die unterste Grenze angiebt[4]). Mit dieser Janssenschen Umkehrung sind die von mir gefundenen Umkehrungen nicht iden-

1) Eder, Hdbch. I, 458, Halle a. S., 1892.

2) Dieser Wert ist etwas zu gross. Englisch, Habilitationsschrift, S. 32.

3) Eder, Sitzber. Wiener Akad. **108**, IIa, 1899.

4) Vergl. Englisch, Habilitationsschrift, S. 37. Die Normalexposition würde sich zu 0,06 Sek. Belichtung in der Sonne, oder nieder gerechnet zu 1000 Kerzen ergeben; nach meinen Versuchen erhielte man die Janssensche Umkehrung erst bei der Energiemenge, die von über 7 m *Mg*-Band geliefert wird, und die Breite des Maximums würde sich auf etwa 1 m *Mg* erstrecken.

tisch; das folgt aus ihrer Zahl, aus den Verhältnissen der zugeführten Energie, aus den gegenüber Janssens Umkehrung sehr kleinen Expositionsgebieten und aus der Thatsache, dass die Dichtigkeit der Platte im ganzen noch immer abnimmt, wenn man die Lichtzufuhr nicht so regelt, wie hier geschehen, sondern auf einmal grössere Lichtmengen zuführt, so dass die Unterschiede zwischen Maxima und Minima verdeckt werden. Meine Versuche bewegen sich noch nicht auf dem Gebiete des sogenannten zweiten neutralen Zustandes, und sie stellen neben der von Janssen gefundenen Periodizität der Solarisation periodische Erscheinungen im Bereiche der Solarisation erster Ordnung fest und sie bilden in gewissem Sinne ein Analogon zu der von Herrn Ostwald näher beschriebenen Periodizität des Auflösungsverlaufs des Chroms in Säuren.

Vielleicht ist ein Wort über die Reproduzierbarkeit der Versuche am Platze. Diese gelangen bei trockenem Wetter gleichmässig sicher; die ersten Minima blieben bei feuchtem Wetter aus, die übrigen wurden schwächer; feuchte Platten solarisieren, wie ich schon früher festgestellt habe, überhaupt sehr schwer. Bei besonders getrockneten Platten erhält man die Erscheinungen leicht; ein bestimmter Feuchtigkeitsgehalt darf also nicht überschritten werden.

Stuttgart, 18. September 1901.

(Eingegangen 20. September 1901.)

Ein neues Modell eines Interferenzapparates.

Von A. Perot und Ch. Fabry.[1])

In einer Reihe von Abhandlungen, welche wir in den letzten drei Jahren veröffentlichten, haben wir die Eigenschaften und die zahlreichen Anwendungen der Interferenzstreifen beschrieben, welche an versilberten Platten entstehen. Im folgenden soll eine kurze Übersicht dieser Arbeiten gegeben und der Apparat beschrieben werden, der von Herrn Jobin-Paris in hervorragender Güte hergestellt wurde und die Erzeugung und praktische Verwertung der Interferenzen leicht ermöglicht.

Die Interferenzerscheinungen, welche an versilberten Platten auftreten, sind besonders dadurch charakterisiert, dass der einfallende Strahl beim Verlassen des Apparates nicht nur in 2 Wellen von unter sich gleicher Intensität zerlegt ist, sondern vielmehr in eine grosse Anzahl von Wellen, deren Intensität gegenseitig um so weniger verschieden ist, je stärker das Reflexionsvermögen der Silberschicht ist, und deren Gangunterschied in arithmetischer Reihe zunimmt.

Wenn man die gewöhnlichen Interferenzen etwa mit den Beugungserscheinungen vergleichen darf, die an zwei parallelen Spalten auftreten, so sind die Interferenzen, welche unser Apparat liefert, auf eine Stufe zu stellen mit Beugungserscheinungen, welche durch eine sehr grosse Anzahl paralleler äquidistanter Spalte hervorgerufen werden, kurz mit der Wirkung eines Gitters.[1]) —

Denken wir uns eine Luftschicht von der Dicke e mit schwach versilberten Grenzflächen (so schwach versilbert, dass sie durchsichtig sind); sie mag dadurch entstehen, dass man eine Luftschicht zwischen 2 versilberten Glasplatten einschliesst. Auf diese Schicht falle Licht einer Wellenlänge unter dem Einfallwinkel i; dasselbe wird sich zerlegen in eine Schar von Strahlen, welche gegen den Einfallstrahl einen Gangunterschied von $2\,e\cos i$, $4\,e\cos i$, $6\,e\cos i$, ... haben und deren Intensitäten, wenn f das Reflexionsvermögen und ϱ der Extinktionskoeffizient ist, sein werden gleich: $\varrho^2, \varrho^2 f^2, \varrho^2 f^4, \ldots$. Durch Superposition wird hieraus eine Lichtwirkung entstehen von der Intensität:

$$J = J_0 \frac{1}{1 + \frac{4f}{(1-f)^2} \sin^2 \pi \frac{\Delta}{\lambda}},$$

wenn $\Delta = 2\,e\cos i$, gleich dem Gangunterschied ist. Nimmt man als Beispiel $f = 0{,}80$ an, so erhält man:

$$J = J_0 \cdot \frac{1}{1 + 80 \sin^2 \pi \frac{\Delta}{\lambda}}$$

Damit die Intensität merkliche Werte annimmt, ist Bedingung, dass Δ sehr nahe ein ganzes Vielfaches von λ ist.

Die Beobachtung kann nach zwei Methoden geschehen: 1. in parallelem Licht, Strahlen ⊥ zur Silberfläche oder 2. in konvergentem Licht. Im ersten Falle kann die Schicht dünn sein und ihre Dicke darf von Punkt zu Punkt sich ändern; man beobachtet die Streifen in der einen Oberfläche der Schicht. In dem anderen Falle muss die Schicht eben begrenzt und dicker sein (mehrere Centimeter); man beobachtet mit einem auf Unendlich eingestellten Fernrohr.

In beiden Fällen sieht man glänzende feine

1) Ausführlich in: Annales de chimie et de physique. (7), **16**, 115—144, 1899; (7), **16**, 289—338, 1899; (7), **22**, 564—574, 1901.

1) Man gewinnt bei unserer Beobachtungsweise den Eindruck, als beobachte man die Spektren sehr hoher Ordnung eines Gitters von geringer Dispersion.

Streifen, welche durch breite dunkle Zwischenräume voneinander getrennt sind. Bei parallelen Strahlen tritt nur an jenen Stellen Licht auf, für welche die Schichtdicke der Bedingung $2e = k\lambda + \varepsilon$ genügt, wobei ε eine gegen λ kleine positive oder negative Grösse und k eine ganze Zahl ist. Die Streifen folgen den Stellen gleicher Dicke der Schicht wie bei den Newtonschen Ringen, nur sind sie viel feiner.

Bei konvergentem Licht ist die Bedingung der Helligkeit gegeben für Einfallwinkel i, welche der Gleichung $2e\cos i = k\lambda + \varepsilon$ genügen. Die Streifen bilden sich ab in der Brennebene des Fernrohres als Kreise, deren Mittelpunkte auf der Normale zur Silberschicht liegen.

Diese Erscheinungen gehören zu den im Unendlichen verlaufenden Ringen, die von Herrn Michelson so erfolgreich verwertet worden sind, während die vorhergehenden den an dünnen isotropen Platten beobachteten Interferenzstreifen zuzurechnen sind.

Die Vorzüge, welche die so erzeugten Interferenzstreifen den in der bisher üblichen Weise erzeugten Streifen gegenüber haben, sind folgende: sie sind ausserordentlich viel feiner; man kann auf sie viel schärfer einstellen; wird der Apparat von verschiedenen für sich monochromatischen Strahlen getroffen, so liefert er für jede Farbe ein eigenes Streifensystem, die sich gegenseitig überlagern, ohne sich zu stören. Man kann so leicht, indem man die benachbarten Streifen berücksichtigt, die Ordnung der Interferenz eines einzelnen Streifens bestimmen oder umgekehrt, wenn die Dicke der durchstrahlten Schicht bekannt ist, die Wellenlänge der betreffenden Lichtgattung berechnen.

Ein Interferometer, das zur Herstellung und Verwertung dieser Erscheinungen dienen soll, muss aus zwei versilberten Glasplatten bestehen, die sich gegeneinander genau orientieren und parallel zu sich verschieben lassen. Ein nach diesen Grundsätzen gebauter Apparat gestattet spektroskopische Untersuchungen: das Studium der Strahlung bezüglich der Konstitution derselben und ihrer Wellenlänge; er ermöglicht die Messung des Abstandes der beiden Platten mit Hilfe der im konvergenten Lichte beobachteten Erscheinungen und z. B. die Messung der Änderung, welche der bei der Reflexion am Silber auftretende Phasenverlust mit der Wellenlänge zeigt, mit Hilfe der Erscheinungen dünner Blättchen mit parallelem Lichte.

Die Verwendbarkeit der Methode ist schon jetzt eine vielseitige und interessante. Aber gerade auf dem so wichtigen Gebiete der praktischen Längen (bezw. Dicken)-Messung findet man gar bald eine Schwierigkeit, nämlich die Unmöglichkeit der direkten einfachen Bestimmung der Ordnung der Interferenzen, die etwa über 5 cm Schichtdicke hinausgehen und ausserdem bei Endmassstäben die Schwierigkeit, sie zwischen die Platten des Apparates einzuführen. Zur Ausführung derartiger Messungen muss man deshalb zu den Superpositionen und den nachstehend beschriebenen Interferenzerscheinungen übergehen.

Verschafft man sich zwei von versilberten parallelen Flächen eingeschlossene Interferenzschichten von gleicher Dicke, ordnet dieselben so hintereinander an, dass ihre Begrenzungsflächen einen sehr spitzen Winkel miteinander bilden und lässt ein konvergentes Bündel weisser Strahlen durch sie hindurchtreten, so sieht man in einem auf Unendlich eingestellten Beobachtungsfernrohr ein System von Interferenzstreifen; dasselbe weist einen weissen zentralen Streifen auf, der an jener Stelle liegt, wo die Winkelhalbierende der beiden Plattennormalen die Brennebene des Fernrohres trifft. Die gleiche Erscheinung tritt auf, wenn die Dicke der einen Schicht in einem einfachen Verhältnis zur Dicke der anderen Schicht steht.

Man kann so die Messung der Dicke e zurückführen auf die Messung der geringeren Dicke $\frac{e}{n}$, wo n alle ganzen Zahlen, z. B. bis 5, annehmen kann. Man bringt hierzu die Schicht von der Dicke e vor den Apparat und die versilberten Platten desselben in eine solche Stellung, dass man in dem Beobachtungsfernrohr die Streifen sieht, welche einer Dicke von z. B. $\frac{e}{5}$ entsprechen. Man bestimmt die Ordnung der Interferenz und dadurch die Dicke der beiden Platten.

Diese Messmethode lässt sich den verschiedensten Umständen anpassen; so kann die zu messende Schicht z. B. zwischen Platten liegen, welche die Endflächen eines Metallmassstabes berühren, man vermag so noch Längen zu messen, deren direkter Bestimmung die Methode sonst nicht fähig wäre.

Man kann sogar, um sehr grosse Längen zu messen, sich einen Satz von Schichten verschaffen, deren Dicken in geometrischer Reihe fortschreiten und beispielsweise die Reihe e, $\frac{e}{3}$, $\frac{e}{9}$ u. s. w. benutzen.

Wir nennen „Platten-Etalon" die von uns bei den vorliegenden Messungen benutzten Platten (= Luftschichten) von unveränderlicher Dicke und von parallelen Flächen begrenzt. Es wurden solche von 0,25 cm an hergestellt. Alle, auch die kleinsten, mussten natürlich, um die Ordnung der Interferenz des betreffenden Etalons zu erhalten, mindestens einmal mit dem Interferometer durchgemessen werden und zwar mit einer ganzen Serie von Streifen (Koinzi-

denzen); es musste dabei möglich sein, die Dicke der Schicht ein wenig zu verändern.

Bei jeder Art von Benutzung, welche diese „Platten-Etalons" zulassen, — Messung von Längen, Bestimmung von Wellenlängen oder sonst jede mögliche Verwendung — muss man stets, um ihre Dicke zu bestimmen, über einen Apparat verfügen, der eine veränderliche Interferenzschicht besitzt, d. h. ein Interferometer.

Der Zweck, dem dieser Apparat dient, bestimmt seine wesentlichen Teile. Er besteht aus zwei versilberten Planflächen, die jeder Art von Einstellung und Verschiebung gegeneinander fähig sind. Man muss ihre Flächen gegeneinander beliebig orientieren, sowie — und dies ist der Hauptpunkt — sie absolut parallel zu einander einstellen können. Ihr Abstand muss sich zwischen 0 und 10 cm variieren lassen und es ist sehr nützlich, wenn hierbei der schon vorhandene Parallelismus der Oberflächen erhalten bleibt. Man muss bei dieser Verschiebung an jeder beliebigen Stelle auf einige Tausendstel Mikron feststellen können und andererseits darf eine Verschiebung von mehreren Centimetern auch keine zu lange Zeit beanspruchen. Es sind deshalb drei verschiedene Geschwindigkeiten für die Verschiebung möglich: 1. eine rasche Bewegung, 2. eine so weit verlangsamte Bewegung, dass man die einzelnen Streifen zählen kann, 3. eine Verschiebung durch Biegung um einige Mikron; diese lässt sich so langsam und so fein ausführen, als es nur verlangt werden kann.

In gleicher Weise wird die zur Einjustierung nötige Neigung durch zwei Arten der Bewegung ermöglicht; die eine zur groben Einstellung geht rasch und in weiten Grenzen vor sich, die andere, zur Feineinstellung, wird wieder durch Biegung bewirkt und erlaubt sehr feine Änderungen in engen Grenzen.

Die Feinverschiebungen erfolgen durch kleine Gummibeutel, welche mit Wasser gefüllt sind und gegen Stahlstücke drücken. Diese Gummibeutel sind durch einen langen Schlauch mit Trichtern verbunden, deren Höhe veränderlich ist und in denen sich Wasser befindet.

Ändert man die Druckhöhe des Wassers, so entsteht in den Beuteln ein verschiedener Druck; diese üben mithin auf die Stahlstücke auch einen wechselnden Druck aus. Diese Anordnung hat folgende Vorteile: Da die Beutel breiter sind als die Metallstücke, gegen welche sie anliegen, so kommt die Spannung des Gummi nicht zur Geltung und der Druck ist nur abhängig von der Höhe der Wassersäule und da diese nur durch die Höhe des Wassergefässes bedingt ist, so ist eine Änderung im Verlaufe einer Beobachtungsreihe nicht zu befürchten. Man kann ferner die Einregulierung so vorsichtig vornehmen, als es irgend nur erwünscht ist und so genau, als man es überhaupt nur bedarf; es ist überdies noch zu berücksichtigen, dass diese Art des Einstellens ohne jede Erschütterung des Systemes erfolgt, was zur Vermeidung von Störungen unbedingt nötig ist.

Dies sind die wesentlichen Teile des Instrumentes. Gehen wir nun zu den Einzelheiten über.

L und L' (Fig. 1) sind die beiden Plattenhalter, auf welchen die versilberten Platten befestigt sind; ein jeder von ihnen ist mit einem Ringe von 40 mm Durchmesser versehen, der am Rande eine Fassung trägt, die ihn ohne

MARINE BIOLOGICAL LABORATORY
WOODS HOLE
LIBRARY
MASS.

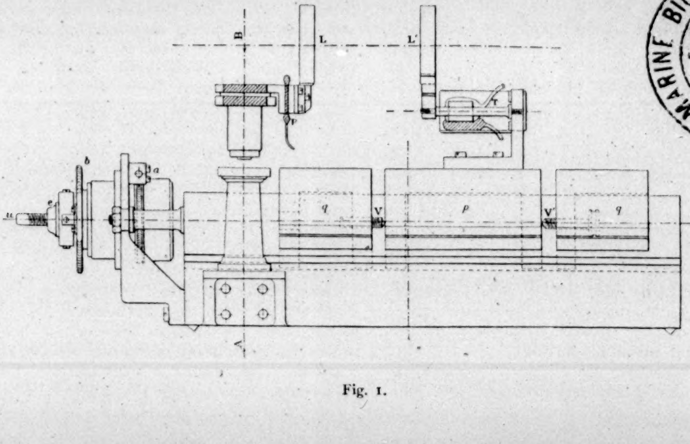

Fig. 1.

Spannung auf dem Plattenträger befestigt. Die Oberfläche, welche die Versilberung trägt, ist so gut plan hergestellt, als es nur möglich ist, die andere braucht es nicht in diesem hohen Grade zu sein. Die Vorder- und Rückfläche einer jeden Platte sind nicht parallel, sondern bilden einen Winkel von etwa 1' miteinander, um Interferenzen zwischen ihnen zu vermeiden, welche die Erscheinungen, die man beobachten will, nur verwirren würden.

Die zum Einjustieren nötigen Verschiebungen sind auf die beiden Plattenträger folgendermassen verteilt: L (Fig. 2) befindet sich auf der

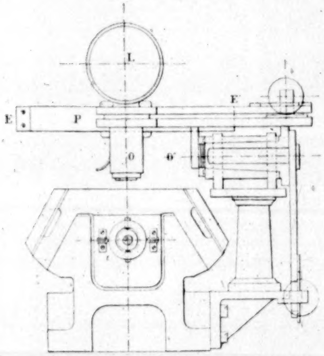

Fig. 2.

Seite des Beobachters und erlaubt die Grobeinstellungen für die Neigungen und sehr feine parallele Verschiebungen. Die ersteren lassen sich durch Drehung um zwei Achsen, eine vertikale, O, und eine horizontale, O', wie bei einem Theodoliten ausführen. Die feine parallele Verschiebung erfolgt durch die Deformation einer starken Stahlfeder P (Fig. 1 und 2), die in der Mitte einerseits an dem Plattenträger, andererseits an der Vertikalachse O des Theodoliten befestigt ist. Die Stahlfeder besteht aus 2 Bändern von je 16 cm Länge, 2 cm Breite und 4 mm Dicke, die an ihren Enden bei E und E' unter Zwischenlage von Keilen miteinander verbunden sind. Die Figuren zeigen den Gummibeutel, der die Verschiebung an seinem richtigen Platze zwischen beiden Bändern bewirkt.

Eine Änderung der Höhe des Wasserbehälters um 1 cm ruft eine Verschiebung von 0,15 μ hervor. Die grösste benutzte Verschiebung hat 20 μ nie überschritten.

Der Plattenträger L' (Fig. 1) erlaubt die Ausführung der Feinverschiebungen zur Herstellung des Parallelismus der beiden versilberten Flächen und die grobe Verschiebung parallel zu einander; letztere kann rasch oder langsam erfolgen. L' sitzt auf dem einen Ende eines Stahlstabes T, auf dem ein Bronze-Vierkant befestigt ist, gegen welches senkrecht zu einander 2 Gummibeutel drücken. Eine Verschiebung von je 1 cm des betreffenden Wasserbehälters bewirkt eine Neigung von 0,25''. Die Einstellung des Parallelismus muss manchmal bis auf etwa 1 mm in der Höhe der Wasserbehälter bewirkt werden.

Zur groben Parallelverschiebung endlich dient ein auf einer Gleitwange beweglicher Schlitten, beide aus Bronze und mit Oberflächen, die, soweit sie aufeinander schleifen, hervorragend genau gearbeitet sind. Die Ver-

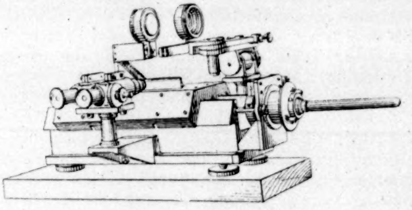

Fig. 3.

schiebung erfolgt nicht durch direkten Antrieb auf das Stück p; es ist vielmehr zwischen 2 kürzeren Schlittenstücken q und q', die miteinander verbunden sind, eingeschlossen, welche es mit Hilfe der beiden Schrauben v und v' mit sich fortbewegen. Die Schrauben lassen dem Mittelstück ein wenig Spiel und wirken auf passend ausgewählte Punkte. Es wird so bewirkt, dass p auf der Gleitwange frei aufsitzt, stets nur mit seinem eigenen Gewichte auf derselben aufruht und dass auf p nur Kräfte wirken, welche eine Verschiebung und nie solche, welche eine Drehung bewirken können. Es ist wohl gerade diesem Kunstgriff zuzuschreiben, dass man die Interferenzstreifen sogar während der Verschiebung verfolgen kann. An den miteinander vereinigten Schlittenstücken q und q' sitzt eine Schraube u, welche in denselben mit einer kardanischen Aufhängung gelagert ist. Die zugehörige Mutter e (Fig. 1), die drehbar ist, wird ebenfalls von einer kardanischen Aufhängung getragen. Seitliche Kräfte, welche aus einem Fehler in der Centrierung entstehen könnten, werden so vermieden. Es können mithin auf das Hauptschlittenstück nur völlig in der Längsrichtung wirkende Kräfte ausgeübt werden. Die Mutter e kann zur raschen Verschiebung mit einem geränderten Kopf, zur

Feineinstellung durch einen Schneckentrieb gedreht werden. In dem letzteren Falle ergiebt eine Umdrehung der Schraube eine Wanderung von ungefähr 15 Streifen, man kann dieselben also zählend verfolgen.

Es ist sehr nützlich, für jede Stellung durch eine einfache Messung den Abstand der beiden versilberten Oberflächen rasch auf einige Mikron genau messen zu können. Hierzu dient ein in $^1/_5$ mm geteilter Massstab, der auf dem Schlittenstück p sitzt und auf den man ein auf dem Fussstück der Gleitwange befestigtes Mikroskop mit Okularmikrometer einstellen kann. Ein Teil des letzteren entspricht einem Mikron. Als Nullpunkt benutzt man einen bekannten und leicht aufzufindenden Abstand der beiden Platten, z. B. jenen, welcher der ersten Zerlegung der beiden gelben Linien des Quecksilbers entspricht ($= 40\ \mu$).

Um den Apparat erschütterungsfrei aufzustellen, steht derselbe auf einer Platte, welche an 4 Gummibändern hängt; dieselben haben bewegliche Befestigungspunkte, so dass sich dadurch der ganze Apparat horizontal stellen lässt.

So wie der Apparat jetzt konstruiert ist (Fig. 3), ist seine Handhabung eine sehr einfache, bei einer bedeutenden Festigkeit, trotz der verschiedenartigen Regulierfähigkeit, gestattet er ein rasches Arbeiten mit den Interferenzerscheinungen, die wir hier kurz beschrieben haben und ermöglicht eine grosse Reihe interessanter Anwendungen.

Marseille, August 1901.

(Aus dem Französischen übersetzt von Carl Forch.)

(Eingegangen 14. August 1901.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 73. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU HAMBURG.

W. Kaufmann (Göttingen), Die Entwicklung des Elektronenbegriffs.

Meine Herren! Es ist eine nicht ungewöhnliche Erscheinung in der Geschichte der Wissenschaft, dass Anschauungen, die längst für veraltet und überwunden galten, plötzlich, wenn auch in mehr oder weniger modifizierter Form, wieder zu Ansehen gelangen. Ein äusserst interessantes Beispiel für diese Erscheinung bietet die im Laufe des letzten Jahrzehnts eingetretene Umwälzung unserer Anschauungen über die elektrischen Vorgänge, über die zu berichten ich heute die Ehre habe.

Die moderne Theorie der elektrischen und der damit eng verknüpften optischen Erscheinungen, die man unter dem Namen der Elektronentheorie zusammenfassen kann, bedeutet gewissermassen eine Rückkehr zu Anschauungen, wie sie in den 60er und 70er Jahren des vergangenen 19. Jahrhunderts von Wilhelm Weber und von Zöllner ausgesprochen worden sind, — modifiziert durch die Ergebnisse der Maxwellschen und Hertzschen Forschungen. W. Weber fasste die elektrischen Erscheinungen auf als die Wirkung elementarer elektrischer Teilchen, sogen. elektrischer Atome[1]), deren gegenseitige Einwirkung ausser von ihrer Lage auch von ihren relativen Geschwindigkeiten und Beschleunigungen abhinge. Wenn es nun auch Weber gelang, mittels seiner Annahme die damals bekannten elektrodynamischen Vorgänge völlig zu beschreiben und sogar eine qualitativ ganz brauchbare Erklärung für die Proportionalität zwischen elektrischer und Wärmeleitung in Metallen, sowie für die Ampèreschen Molekularströme in Magneten zu geben, so war doch seine Theorie weit entfernt davon, Gemeingut der damaligen Physiker zu werden. Der Grund für diesen negativen Erfolg mag wohl in der Thatsache zu suchen sein, dass die meisten Gesetze der Elektrodynamik rein phänomenologisch, in Form von Differentialgleichungen ausgesprochen, sich als viel bequemer und einfacher erwiesen, als die Weberschen Formeln. Hierzu kommt noch, dass Weber gar keinen Versuch macht, die Grösse der von ihm supponierten elektrischen Atome irgendwie zu berechnen und das Rechnungsergebnis durch Anwendung auf andere molekulare Vorgänge zu prüfen. Endlich aber kam hinzu, dass man auf Grund der Arbeiten Faradays und Maxwells schliesslich allgemein zu der Überzeugung gelangte, dass bei den elektrischen und magnetischen Vorgängen an Stelle der unmittelbaren Fernwirkung eine zeitliche Fortpflanzung zu treten habe, eine Forderung, die übrigens Gauss schon 1845 in einem Briefe an Weber stellte, die aber durch das Webersche Gesetz nicht erfüllt wurde. Die bereits in den Jahren 1861—62 entstandenen Abhandlungen Maxwells, die er dann 1873

1) Gesammelte Werke 4, 279.

in seinem berühmten „Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus" zusammenfasste, sowie die glänzende experimentelle Bestätigung der Maxwellschen Resultate durch H. Hertz vom Jahre 1887 an, schienen geeignet, den Weberschen Anschauungen auch den letzten Rest von Daseinsberechtigung zu nehmen.

In der That stellten die Maxwellschen Formeln, denen ja atomistische Begriffe gänzlich fehlen, die elektrischen Fundamentalerscheinungen ebenso gut dar, wie die älteren, auf Fernwirkung aufgebauten, und die neuentdeckten Hertzschen elektrischen Wellen konnten überhaupt nur durch die Maxwellsche Theorie dargestellt werden.

Es scheint, als ob dieser glänzende Erfolg anfangs die Forscher blind gemacht habe gegen die Unzulänglichkeit der Maxwellschen Theorie den feineren optischen Erscheinungen gegenüber. Nach Maxwell sollten die Lichtschwingungen ja nicht mechanische Schwingungen des Äthers, sondern elektrische Schwingungen sein, und die beiden Konstanten, durch die Maxwell das elektrische und magnetische Verhalten jedes Körpers definierte (die Dielektrizitätskonstante und die Magnetisierungskonstante), mussten auch für sein Lichtbrechungsvermögen massgebend sein. Wenn nun auch die von Maxwell geforderte Beziehung — dass nämlich der optische Brechungsexponent gleich der Quadratwurzel der Dielektrizitätskonstante sein solle — bei manchen Körpern leidlich erfüllt war, so zeigten doch andererseits viele Körper, z. B. das Wasser, so ungeheure Abweichungen, dass sich schon daraus die Theorie in ihrer ursprünglichen Gestalt als ungenügend erweisen musste. Hierzu kam noch die Abhängigkeit des Brechungsexponenten von der Farbe, für welche die ursprüngliche Theorie gar keine Erklärung gab.

Nun hatte nach einem ersten noch ungenügenden Versuch Sellmeiers[1]) im Jahre 1874 H. v. Helmholtz[2]) eine mechanische Theorie der Farbenzerstreuung aufgestellt, deren Grundlage darin besteht, dass den körperlichen Molekülen gewisse Eigenschwingungen zukommen.

Bereits im Jahre 1880, also zu einer Zeit, wo man in Deutschland noch kaum an die Maxwellsche elektromagnetische Lichttheorie glaubte, zeigte H. A. Lorentz[3]), dass man die Grundlagen zu einer elektromagnetischen Dispersionstheorie ganz analog der früheren mechanischen Theorie erhalten könne, wenn man jedes Molekül als Ausgangspunkt elektrischer Schwingungen bestimmter Periode ansehe. Es heisst dort: „Es mögen sich in einem jeden Körperteilchen mehrere mit Elektrizität geladene materielle Punkte befinden, von denen jedoch nur einer mit der Ladung e und der Masse μ beweglich sei." Mit Hilfe dieser Grundannahme schwingungsfähiger geladener Teilchen leitet H. A. Lorentz dann die Dispersionsgleichungen ab.

Die nächste Frage ist nunmehr: Wie kommen wir dazu, in einem jeden durchsichtigen Körper das Vorhandensein elektrischer Teilchen anzunehmen? Die Antwort giebt uns ein Erscheinungsgebiet, das ebenfalls in die Maxwellsche Theorie nur schwer hineinpassen wollte und deshalb fast stets nach der alten Anschauungsweise behandelt wurde. Ich meine die Vorgänge bei der Elektrolyse. Wenn der elektrische Strom einen Elektrolyten durchfliesst, so werden nach dem Faradayschen Gesetz von jeder Stromeinheit chemisch äquivalente Mengen an den Elektroden ausgeschieden; man kann also den Vorgang so auffassen, als wenn jede chemische Valenz eines jeden im Elektrolyten wandernden Ions mit einer ganz bestimmten unveränderlichen positiven oder negativen Elektrizitätsmenge verbunden sei.

In einer zum Gedächtnis M. Faradays im Jahre 1881 gehaltenen Rede weist nun H. v. Helmholtz[1]) darauf hin, dass wir aus dem Faradayschen Gesetz mit Notwendigkeit auf die Existenz elektrischer Atome schliessen müssen. Da nämlich die geladenen chemischen Atome, von Faraday als Ionen — d. h. die Wandernden — bezeichnet, an den Elektroden als neutrale Körper ausgeschieden werden, so muss dort eine Abgabe der Ladungen oder ein teilweiser Austausch gegen Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens stattfinden. Während dieses Vorgangs, der ja nicht momentan stattfinden kann, müssen also die Ladungen, wenigstens für eine kurze Zeit, eine selbständige Existenz führen können; was liegt näher, als diese stets gleiche Ladungseinheit einer Valenz als ein Elementarquantum der Elektrizität, als ein elektrisches Atom zu betrachten. Und wenn ein neutrales Molekül, etwa $NaCl$ (Chlornatrium) beim Auflösen in Wasser in + geladenes Na und − geladenes Cl zerfällt, so ist das Wahrscheinlichste, dass das Na- und das Cl-Atom jedes seine Ladung schon vorher hatte, und dass diese Ladungen nach aussen bloss deshalb unbemerkbar blieben, weil + und − Ladung gleich gross waren. Denkt man sich nun aber einen Lichtstrahl einen $NaCl$-Krystall durchsetzend, so müssen die Ladungen resp. die mit ihnen verbundenen Atome in Schwingungen geraten und die Lichtbewegung beeinflussen. Die elektrolytischen Valenzladungen sind es also, die wir als die in den

1) Pogg. Ann. **145**, 399 u. 520; **147**, 386 u. 525, 1872.
2) Berl. Ber. 1874. 667. Pogg. Ann. **154**.
3) Verhandl. Akad. v. Wetensch., Amsterdam, 18. Wied. Ann. **9**, 641, 1880.

1) Journ. chem. Soc. Juni 1881. Vortr. u. Reden **2**, 275.

durchsichtigen Körpern mitschwingenden elektrischen Teilchen zu betrachten haben, und deren Anziehungskräfte, wie Helmholtz nachwies, jedenfalls auch den weitaus grössten Teil der chemischen Verwandtschaftskräfte ausmachen.

Wenn nun auch, wie vorhin erwähnt, der Grundriss zu dem Gebäude der elektromagnetischen Lichttheorie schon im Jahre 1880 von H. A. Lorentz, ja andeutungsweise noch viel früher von W. Weber gezeichnet worden war, so bedurfte es doch eines vollen Jahrzehnts, bis man, angeregt durch die inzwischen erfolgten Entdeckungen Heinrich Hertz', begann, die Bausteine zusammenzutragen und zu bearbeiten. In den Jahren 1890—1893 erschienen eine Reihe von Arbeiten von F. Richarz[1]), H. Ebert[2]) und G. Johnston Stoney[3]), welche sich grossenteils mit dem Mechanismus der Lichtemission leuchtender Dämpfe befassen, und in denen auf Grund der Ergebnisse der kinetischen Gastheorie versucht wird, die Grösse des von v. Helmholtz supponierten elektrischen Elementarquantums, für das Stoney den jetzt allgemein gebräuchlichen Namen Elektron vorschlug, zu bestimmen.

Das Resultat dieser Rechnungen ist insofern von Wichtigkeit, als es uns zeigt, dass die ermittelten Zahlen jedenfalls keine Widersprüche mit anderen Erfahrungen enthalten.

So zeigte z. B. H. Ebert[4]), dass die Schwingungsamplitude eines Elektrons im leuchtenden Natriumdampf nur ein kleiner Bruchteil des Molekulardurchmessers zu sein braucht, um eine Strahlung von der durch E. Wiedemann[5]) experimentell bestimmten absoluten Intensität zu erregen.

Der Weg zur Berechnung der im Elektron enthaltenen Elektrizitätsmenge ist ein sehr einfacher. Die zur elektrolytischen Ausscheidung von 1 ccm irgend eines einatomigen Gases nötige Elektrizitätsmenge wird dividiert durch die Loschmidtsche Zahl, d. h. die Zahl der in 1 ccm enthaltenen Gasmoleküle. Bei der Unsicherheit dieser letzteren Zahl kann man nur sagen, dass ein Elektron etwa 10^{-10} (1 : 10 Milliarden) elektrostatische Einheiten enthält. Der Wert dieser Zahl wäre ein sehr problematischer, wenn nicht eine ganze Reihe anderer, von der skizzierten gänzlich verschiedener Methoden, auf die zum Teil noch später einzugehen sein wird, zu ganz ähnlichen Werten geführt hätte.

1) Sitz.-Ber. Niederrh. Ges. f. Naturk. **47**, 113, 1890; **48**, 18, 1891; Wied. Ann. **52**, 385, 1894.
2) Arch. de Genève (3) **25**, 489, 1891; Wied. Ann. **49**, 651, 1893.
3) Trans. Roy. Dubl. Soc. (2) **4**, 563, 1891.
4) Arch. d. Gen. (3) **25**, 489, 1891.
5) Wied. Ann. **37**, 177, 248, 1889.

Während so dargethan wurde, dass die beobachteten Erscheinungen mit der Annahme schwingender Ionenladungen der Grössenordnung nach verträglich waren, erschienen unabhängig voneinander zwei Arbeiten, durch die die elektromagnetische Lichttheorie zum vollendeten Gebäude wurde. Von diesen Arbeiten beschäftigt sich die eine, von H. v. Helmholtz[1]) herrührend, nur mit der speziellen Frage der Farbenzerstreuung in absorbierenden Medien; die andere, deren Verfasser H. A. Lorentz[2]) ist, geht bedeutend weiter. Hier wird gezeigt, wie man durch die Annahme mitschwingender geladener Teilchen in den lichtdurchlässigen Körpern auch alle Schwierigkeiten aus dem Wege räumt, die sich einer genügenden Erklärung der Lichtfortpflanzung in bewegten Körpern, z. B. der Aberration des Sternenlichts, entgegenstellten. Die Lorentzsche Theorie lässt die Maxwellschen Gleichungen für den freien Äther unverändert bestehen. Ein materieller Körper beeinflusst die optischen wie die elektrischen Vorgänge nur durch die in ihm vorhandenen beweglichen Ladungen, während in dem die Zwischenräume erfüllenden Äther alles unverändert bleibt. Eine „Dielektrizitätskonstante", wie bei Maxwell, giebt es also als Grundbegriff bei Lorentz nicht mehr. Sie wird hier zu einem abgeleiteten Begriff; und man sieht auch unmittelbar, dass sie für schnelle Schwingungen, bei denen die Trägheit der schwingenden Ladungen in Betracht kommt, gar keine Bedeutung mehr hat. Dasselbe gilt mutatis mutandis auch für die Magnetisierungskonstante.

Es hätte bei der Leichtigkeit, mit der die Lorentzsche Theorie allein schon die Dispersions- und Aberrationserscheinungen erklärt, kaum noch eines direkten Beweises ihrer Richtigkeit bedurft. Gleichwohl sollte auch dieser nicht ausbleiben.

Im Jahre 1896 entdeckte ein Schüler Lorentz', P. Zeeman[3]), eine Erscheinung, deren Existenz schon Faraday (1862) vergeblich gesucht hatte:

Bringt man einen leuchtenden Dampf, etwa eine *Na*-Flamme, in ein starkes Magnetfeld, so zeigen die Spektrallinien des Dampfes eigentümliche Veränderungen, je nach der Sehrichtung im wesentlichen in einer Verdoppelung oder Verdreifachung bestehend; Änderungen, die sich auf Grund der Lorentzschen Theorie völlig voraussagen lassen.

Das Zeemansche Phänomen erlaubte es ferner, die mit den schwingenden Ladungen verbundene träge Masse zu bestimmen; und da ergab sich ein Resultat, das ein wenig frappant

1) Wied. Ann. **48**, 389, 1893.
2) Arch. néerl. **25**. I. Buchform: Leiden, E. J. Brill. 1892.
3) Verh. phys. Ges. Berlin **15**, 128, 1896.

ist: das schwingende Elektron ist stets negativ geladen, während das positive festliegt; das Verhältnis von Ladung zu Masse beträgt 17 Millionen E. M. E.[1]) pro Gramm; da nun ein Gramm Wasserstoff, d. h. eine Grammvalenz nur 9650 E. M. E. enthält, so folgt daraus, dass die mit dem schwingenden Elektron verbundene Masse nur etwa den zweitausendsten Teil eines Wasserstoffatoms beträgt. Die anfänglich meist stillschweigend eingeführte Annahme, dass das ganze Ion, d. h. chemisches Atom plus Valenzladung, schwinge, muss also fallen gelassen werden; wir müssen vermuten, dass die Ladung, ebenso wie bei der elektrolytischen Ausscheidung an den Elektroden einer Zersetzungszelle, so auch im lichtemittierenden Molekül eine selbständige Beweglichkeit hat, und dass die beim Zeeman-Phänomen in Betracht kommende Masse eben die des Elektrons selbst ist.

Damit wären wir denn zu einer Anschauung gelangt, die sich nahezu mit der alten Weberschen Annahme deckt, mit dem wichtigen Unterschiede allerdings, dass an Stelle der unmittelbaren Fernwirkung die vermittelte, durch den Äther fortgepflanzte Wirkung getreten ist und dass wir jetzt eine ganz bestimmte zahlenmässige Vorstellung von der Grösse der elektrischen Atome besitzen. Und noch ein Unterschied gegen Weber muss hier hervorgehoben werden. Weber nahm auf gut Glück hin in seinen theoretischen Betrachtungen stets die positiven Teilchen als die frei beweglichen an. Wir haben jetzt auf Grund des Zeeman-Effektes stets den negativen diese Stellung einzuräumen. Es hat sich ergeben, dass auch bei allen sonstigen Phänomenen, bei denen die Elektronen in Betracht kommen und von denen wir noch einige nachher werden kennen lernen, stets das negative Elektron als frei beweglich auftritt. Woher diese merkwürdige Einseitigkeit stammt, ob es gelingen wird, einmal auch das freie positive Elektron nachzuweisen, oder ob wir vielleicht an Stelle der dualistischen eine unitarische Auffassung der Elektrizität treten lassen müssen? darüber müssen wir die Entscheidung der Zukunft überlassen.

Der eben skizzierten Entwicklung des Elektronenbegriffs auf dem Gebiete der Lichttheorie folgte sehr bald eine ganz entsprechende auf einem rein elektrischen Erscheinungsgebiete:

Die elektrischen Entladungen in Gasen hatte man schon lange versucht, als einen der Elektrolyse verwandten Prozess zu betrachten. W. Giese[2]) ist es, der zuerst dieser Hypothese durch Untersuchung der Leitung in Flammengasen eine gewichtige Stütze verlieh und auch versuchte, die Leitung in Metallen durch Wanderung von Ionen zu erklären.

Vor allem waren es aber die sogen. Kathodenstrahlen, denen man, zum Teil infolge der zu Ende 1895 erfolgten Entdeckung der Röntgenstrahlen, jetzt wieder die grösste Aufmerksamkeit zuwandte. — Plücker[1]) und Hittorf[2]) haben zuerst die eigentümliche grüne Fluoreszenz der Glaswände in sehr stark evakuierten Entladungsröhren genauer studiert. Im Laufe weiterer Untersuchungen, bei denen sich namentlich E. Goldstein[3]) sehr verdient gemacht hat, zeigte sich, dass es sich hierbei um eine eigentümliche Strahlenart handeln müsse, die von der negativen Elektrode, der Kathode der Röhre, ausgehe und für die Goldstein deshalb den Namen „Kathodenstrahlen" vorschlug. Das Verhalten dieser Strahlen im Magnetfelde, ihre Wärmewirkungen, ihre vermeintlichen mechanischen Wirkungen versuchte Crookes[4]) durch die Annahme zu erklären, diese Strahlen beständen aus Gasmolekülen, die an der Kathode negativ geladen, von dieser wie beim elektrischen Kugeltanz abgestossen und in den Röhrenraum hineingeschleudert würden. Es liessen sich auch thatsächlich die meisten beobachteten Erscheinungen durch diese Hypothese ganz leidlich deuten.

Genauere Untersuchungen, namentlich zahlenmässige Prüfungen erwiesen jedoch sehr bald die Unhaltbarkeit der Crookesschen Hypothese, wenigstens in ihrer ursprünglichen Form. Leider hat man dabei, namentlich in Deutschland, das Kind mit dem Bade ausgeschüttet; man hat die ganze Hypothese verworfen, weil die ganz spezielle Vorstellung, dass es sich um durch Kontakt geladene Moleküle handele, sich als falsch erwies. Aber man war nicht im stande, etwas Besseres an die Stelle zu setzen; je mehr Thatsachenmaterial angehäuft wurde, desto rätselhafter wurden die Kathodenstrahlen, und schliesslich kam es so weit, dass es fast als eines anständigen Physikers unwürdig galt, sich mit diesen einer quantitativen und theoretischen Behandlung so unzugänglichen Erscheinungen zu beschäftigen. Da kam plötzlich, von allem Rätselhaften das Rätselhafteste: die Entdeckung der X-Strahlen durch Röntgen und damit ein neuer Sporn, die Lösung der vielen Fragen in Angriff zu nehmen. Die aufgewandte Mühe sollte bald von Erfolg gekrönt werden:

1) Abkürzung für: Elektromagnetische Einheiten.

2) Wied. Ann. **17**, 1, 236, 519, 1882; **37**, 576, 1889; **38**, 403, 1889.

1) Pogg. Ann. **105**, 17, 1858.

2) Pogg. Ann. **136**, 1, 1869.

3) Über eine neue Art elektr. Abstossung. Berlin 1880.

4) Strahlende Materie oder der 4. Aggregatzustand. Leipzig 1882.

Die Untersuchungen von E. Wiechert,[1]) W. Kaufmann und E. Aschkinass,[2]) W. Kaufmann,[3]) J. J. Thomson,[4]) W. Wien,[5]) Ph. Lenard,[6]) Th. Des Coudres[7]) ergaben übereinstimmend, dass es nur einer Umänderung der Crookesschen Hypothese bedürfe, um zu einer widerspruchsfreien Erklärung fast aller Erscheinungen zu gelangen: Man braucht die Kathodenstrahlen bloss als geladene Massenteilchen zu betrachten, die viel kleiner sind, als die gewöhnlichen Atome. Eine ganze Reihe von messbaren Eigenschaften der Kathodenstrahlen ermöglicht es zu bestimmen, wie gross bei diesen Teilchen die Ladung pro Grammmasse ist. Das Resultat war zwar bei verschiedenen Beobachtern etwas verschieden, es schwankt zwischen 7 und 19 Millionen El. M. Einheiten pro Gramm; jedenfalls aber liegen diese Zahlen den beim Zeemaneffekt gefundenen so nahe, dass man unbedingt der zuerst wohl von E. Wiechert[8]) ausgesprochenen Hypothese beistimmen kann, dass wir es in beiden Fällen mit denselben Teilchen, nämlich den Elektronen, zu thun haben: Wir haben also in den Kathodenstrahlen die Elektronen, die in den optischen Erscheinungen ein ziemlich verborgenes Dasein führen, sozusagen leibhaftig vor uns.

In einfacher Weise liessen sich jetzt eine Reihe von Folgeerscheinungen erklären. Ein solches mit ungeheurer Geschwindigkeit, nach direkten Messungen Wiecherts,[9]) je nach der angewandten Kraft mit $^1/_5$ bis $^1/_3$ der Lichtgeschwindigkeit, fliegendes Elektron, muss, wenn es auf einen festen Körper aufprallt, notwendig eine explosionsartige elektrische Welle in den Raum hinaussenden, genau wie ein aufschlagendes Projektil eine Schallwelle; wir haben triftige Gründe zu der Annahme, dass die Röntgenstrahlen solche Wellen seien. Weiter: wenn die Elektronen aus der Oberfläche der Kathode herausfliegen, so müssen sie auch schon in ihrem Innern sich an die Oberfläche heranbewegt haben; d. h. die elektrische Leitung im Metalle besteht wohl auch in einer Wanderung von Elektronen. Während also im flüssigen Elektrolyten das Elektron stets an ein materielles Atom gebunden als „Ion" erscheint, haben wir es im Metall mit frei wandernden Elektronen zu thun.

1) Sitz.-Ber. phys. ökon. Gesellsch. Königsberg 1897. S. 1; Naturwiss. Rundsch. Mai 1897; Gött. gel. Nachr. 1898. S. 260.
2) Wied. Ann. **62**, 588, 1897.
3) Wied. Ann. **61**, 544, 1897; **62**, 596, 1897; **65**, 431, 1898; **66**, 649, 1898.
4) Phil. Mag. (5) **44**, 293, 1897.
5) Verhdl. physik. Ges. Berlin **16**, 165, 1897.
6) Wied. Ann. **64**, 279, 1898; **65**, 504, 1898.
7) Verhdl. physik. Ges. Berl. **17**, 17, 1898.
8) Göttinger Nachrichten 1898. S. 1.
9) Göttinger Nachrichten 1898. S. 260.

Diese Elektronentheorie der Metalle, als deren ersten Urheber wir ja auch schon W. Weber zu betrachten haben, ist neuerdings durch E. Riecke[1]) und P. Drude[2]) mathematisch so weit durchgearbeitet worden, dass sie eine Prüfung an Hand der Erfahrung gestattet; es ergab sich namentlich für das Verhältnis zwischen elektrischer und Wärmeleitung der Metalle eine Zahl, die mit den Beobachtungen auf wenige Prozent genau übereinstimmt; auch das optische Verhalten der Metalle scheint, soweit die Beobachtungen reichen, mit dieser Theorie in guter Übereinstimmung zu stehen; und von Ph. Lenard[3]) ist gezeigt worden, dass durch Bestrahlung einer Metallfläche mit ultraviolettem Lichte die Elektronen des Metalles in so starkes Mitschwingen versetzt werden können, dass sie mit grosser Geschwindigkeit von der Oberfläche fortfliegen und dann ein ganz ähnliches Verhalten zeigen, wie die gewöhnlichen, durch Entladungen erzeugten Kathodenstrahlen.[4])

Betrachten wir endlich die Leitung in einem beliebigen Gase, das wir durch Bestrahlung mit Röntgenstrahlen oder ultraviolettem Licht, oder auch durch starke Erhitzung leitend gemacht haben, so zeigt sich auch hier, dass eine einwandfreie Erklärung der zahlenmässigen Resultate, wie sie namentlich von J. J. Thomson und seinen Schülern erhalten worden sind, nur unter der Annahme wandernder Teilchen im Gase möglich ist; aus gewissen Unterschieden im Verhalten der positiven und negativen Teilchen bei diesen Vorgängen scheint hervorzugehen, dass die negativen Teilchen hauptsächlich freie Elektronen sind, von denen jedoch die meisten nach kurzer Wanderung von Gasmolekülen aufgefangen werden, und durch diese beschwert, einen grossen Teil ihrer ursprünglichen Beweglichkeit verlieren. Die positiven Teilchen bestehen dann aus dem nach Abspaltung eines negativen Elektrons vom Molekül noch übrig bleibenden Rest. Die soeben skizzierte Anschauungsweise beseitigt völlig einen Einwand, durch den man früher manchmal die Ionentheorie der leitenden Gase zu widerlegen glaubte. Wie kann, so sagte man, ein einatomiges Gas, wie z. B. Quecksilberdampf, sich in Ionen dissoziieren? In elektrolytische Ionen allerdings nicht, wohl aber in ein positiv geladenes Atom und ein negatives Elektron. Beide zusammen bilden erst das neutrale einatomige Molekül. Durch Beobachtung leitender Gase ist es sogar J. J.

1) Wied. Ann. **66**, 353, 545, 1199, 1898.
2) Ann. der Physik **1**, 566, 1900; **3**, 369, 1900.
3) Wiener Ber. **108** (IIa), 1649, 1899.
4) Über ein ganz analoges Phänomen bei Bestrahlung einer Metallfläche mit Röntgenstrahlen von E. Dorn, Arch. néerl. 1900, S. 595 (Lorentz, Jubelband).

Thomson[1]) gelungen, die absolute Grösse der Ladung eines einzelnen Jons direkt zu messen, wobei sich eine ganz gute Übereinstimmung mit dem früher besprochenen Werte des Elementarquantums ergab. Fügen wir noch hinzu, dass neuerdings noch auf einem dritten, völlig unabhängigen Wege, aus den Strahlungsgesetzen des sogen. „schwarzen Körpers" von M. Planck[2]) ein nahezu gleichgrosser Wert des Elektrons gefunden worden ist.

Überall also, in sämtlichen Aggregatzuständen, spielen die Elektronen bei den elektrischen und optischen Vorgängen ihre wichtige Rolle; sie sind die kleinsten bisher bekannten Bestandteile unserer sichtbaren Welt; ihr Auftreten auch bei Abwesenheit äusserer elektrischer oder optischer Einwirkungen, d. h. der direkte Nachweis ihrer ständigen Existenz, würde gleichsam den Schlussstein in dem logischen Gebäude bilden, dessen Entstehung ich versucht habe, vor Ihnen aufzuführen; auch nach diesem Schlussstein brauchen wir nicht lange zu suchen:

Kurz nach der Entdeckung der Röntgenschen X-Strahlen fand Becquerel,[3]) dass Uranverbindungen dauernd, ohne äussere Einwirkung, eine Strahlenart aussenden, die mit den Röntgenstrahlen grosse Ähnlichkeit hat, und G. C. Schmidt[4]) zeigte später, dass auch Thoriumverbindungen ähnliche Strahlen aussenden. Weitere Untersuchungen, namentlich seitens des Physikerpaares Curie[5]) ergaben, dass diese Strahlen nicht von dem Uran selbst ausgingen, sondern von gewissen Beimengungen, die durch ein äusserst mühseliges Fraktionierungsverfahren vom Uran getrennt und schliesslich so konzentriert werden können, dass sie etwa 50000 mal stärker strahlen als das Uran. Es scheint, dass in dem Endprodukt, das im wesentlichen aus einem Baryumsalze besteht, ein neues Element enthalten sei, dem man den Namen Radium — das Strahlende — gegeben hat, womit freilich noch keineswegs bewiesen ist, dass gerade dieses neue Element der Ausgangspunkt der Strahlung ist. Von diesen Becquerelstrahlen nun, die man anfangs für nahe verwandt mit den Röntgenstrahlen hielt, fand Giesel[6]) und bald darauf Becquerel, dass sie magnetisch ablenkbar und somit viel eher mit den Kathodenstrahlen in Parallele zu stellen seien. Nachdem von Dorn[7]) und Becquerel auch die elektrische Ablenkbarkeit festgestellt und, wenn auch nur roh, gemessen war, konnte man für diese Strahlen auch die Geschwindigkeit und die Ladung pro Masseneinheit berechnen, wobei sich der Grössenordnung nach Übereinstimmung mit den bei Kathodenstrahlen erhaltenen Zahlen ergab. Aus neuesten genaueren Versuchen des Referenten, scheint sogar eine völlige Übereinstimmung hervorzugehen.

Wir haben somit in den Radiumsalzen eine Körperklasse, die im stande ist, von selbst, ohne jede äussere Einwirkung, Elektronen auszuschleudern. Wir stehen bezüglich der Energiequelle sowie des ganzen Mechanismus dieser Erscheinung noch vor einem völligen Rätsel, zumal es sich hier um Geschwindigkeiten zu handeln scheint, die fast gleich der Lichtgeschwindigkeit sind, Geschwindigkeiten, die wir durch elektrische Kräfte, d. h. bei wirklichen Kathodenstrahlen sicher nur nach Überwindung der enormsten Schwierigkeiten erreichen können.[1]) Gerade das Verhalten der Elektronen bei solch ungeheuren Geschwindigkeiten scheint aber geeignet, über die tiefgehendsten Fragen nach der Konstitution der Elektronen Aufschluss zu geben. Vor allen Dingen lässt sich durch direkte Messung entscheiden, ob die Masse der Elektronen vielleicht nur „scheinbare", durch elektrodynamische Wirkungen vorgetäuscht ist.[2]) Die bislang angestellten Versuche sprechen thatsächlich für die Annahme einer „scheinbaren" Masse.

Und hiermit kommen wir zu einer Frage, die tief hineingreift in den Bau der Materie überhaupt:

Wenn ein elektrisches Atom bloss vermöge seiner elektrodynamischen Eigenschaften sich genau so verhält, wie ein träges Massenteilchen, ist es dann nicht möglich, überhaupt alle Massen als nur scheinbare zu betrachten? Können wir nicht statt all der unfruchtbar gebliebenen Versuche, die elektrischen Erscheinungen mechanisch zu erklären, nun umgekehrt versuchen, die Mechanik auf elektrische Vorgänge zurückzuführen? Wir kommen hier wieder auf Anschauungen zurück, die schon von Zöllner, vor 30 Jahren, kultiviert wurden und neuerdings von H. A. Lorentz, J. J. Thomson und W. Wien wieder aufgenommen und verbessert worden sind: Wenn alle materiellen Atome aus einem Konglomerat von Elektronen bestehen, dann ergiebt sich ihre Trägheit ganz von selbst.

Zur Erklärung der Gravitation muss noch angenommen werden, dass die Anziehung zwischen ungleichartigen Ladungen etwas grösser sei als die Abstossung zwischen gleichartigen.

1) Phil. Mag. (5) **46**, 528, 1898.
2) Ann. der Physik **4**, 564, 1901.
3) Compt. rend. **122**, 420, 1896.
4) Wied. Ann. **65**, 141, 1898.
5) Compt. rend. **127**, 175, 1898; **129**, 714, 823, 1899.
6) Wied. Ann. **69**, 91, 834, 1899; Physik. Ztschr. **1**, 16, 1899.
7) Abh. naturf. Ges Halle **22**, 1900.

1) Des Coudres, Arch. néerl. (Lorentz-Jubelband 1900, S. 653).
2) Des Coudres, Verhdl. phys. Ges. Berlin **17**, 17 u. 60, 1898.

Ein experimentum crucis für diese Anschauung wäre der Nachweis einer zeitlichen Fortpflanzung der Gravitation resp. ihrer Abhängigkeit nicht bloss von der Lage, sondern auch von der Geschwindigkeit der gravitierenden Körper.[1])

Die Elektronen wären dann also die von so manchem gesuchten „Uratome", durch deren verschiedenartige Gruppierung die chemischen Elemente gebildet werden; der alte Alchimistentraum von der Umwandlung der Elemente wäre dann der Wirklichkeit bedeutend näher gerückt. Man könnte etwa annehmen, dass unter den unzähligen möglichen Gruppierungen der Elektronen nur eine relativ beschränkte Anzahl genügend stabil ist, um in grösseren Mengen vorzukommen; diese stabilen Gruppierungen wären dann die uns bekannten chemischen Elemente. Durch eine mathematische Behandlung dieser Fragen wird es vielleicht einmal gelingen, die relative Häufigkeit der Elemente als Funktion ihres Atomgewichts darzustellen und vielleicht auch noch manches andere Rätsel des periodischen Systems der Elemente zu lösen.

Werfen wir noch einen Blick von der Erde fort in den Weltraum hinaus, so sehen wir auch dort so manche Erscheinung, auf die man nicht ohne Aussicht auf Erfolg versucht hat, die Elektronentheorie anzuwenden; die Sonnenkorona, die Kometenschweife und die Nordlichter gehören hierher.

Mag auch noch manches hierbei etwas zu hypothetisch erscheinen, so viel dürfte wohl aus dem Gesagten klar hervorgehen, dass die Elektronen, diese winzigen Teilchen, deren Grösse sich zu der eines Bazillus etwa verhält, wie diejenige eines Bazillus zur gesamten Erdkugel, und deren Eigenschaften wir doch mit grösster Präzision zu messen vermögen, dass diese Elektronen eine der wichtigsten Grundlagen unseres gesamten Weltgebäudes bilden.

(Eingegangen 25. September 1901.)

1) W. Wien, Arch. néerl. (Lorentz-Jubelband 1900, S. 101).

REFERATE.

Geophysik.
Besorgt von Prof. Dr. E. Wiechert.

F. R. Helmert, Der normale Teil der Schwerkraft im Meeresniveau. Sitzungsbericht der Kgl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin, math.-phys. Kl., 14. März 1901.

Auf der allgemeinen Konferenz der internationalen Erdmessung zu Paris im September 1900 legte Helmert eine kritische Zusammenstellung aller ihm zugänglichen Ergebnisse der Beobachtungen mit Pendelapparaten für relative Schwerebestimmungen vor. In vorliegender Abhandlung giebt er einige Rechnungsergebnisse für den normalen Teil der Schwerkraft im Meeresniveau an; Ausführlicheres ist zu finden in den „Verhandlungen der allgemeinen Konfer. der Internat. Erdmessung zu Paris 1900" und wird bald zu finden sein in einer von Helmert in Aussicht genommenen Zusammenstellung aller Bestimmungen, verbunden mit deren eingehenden Diskussion.

Helmert hat gegen 1400 Werte der Beschleunigung g der Schwerkraft zu seinen Untersuchungen über die Grösse der Beschleunigung als Funktion des Ortes zusammengefasst. Benutzt sind nur Werte von g, welche auf Festlands- und Küstenstationen erlangt sind, fortgelassen dagegen alle für kleine, von tiefem Wasser umgebene Inseln. Alle Messungen sind nach dem Kondensationsverfahren so auf das Meeresniveau reduziert, als befänden sich ausserhalb des letzteren keine Massenteile des Erdkörpers; dieses Verfahren entspricht auch den zahlreichen Messungsergebnissen von v. Sterneck.

Nur auf hohen Berggipfeln angestellte Messungen, welche systematisch beeinflusst sind, wurden fortgelassen. Der zusammenfassenden Reduktion aller Werte von g liegt das „Wiener System" zu Grunde, d. h. die im Wiener Militär-Geographischen Institute gebräuchliche Annahme für g, die nach Massgabe der absoluten Bestimmung der Grösse der Schwerkraft durch v. Oppolzer erfolgt ist. Es wurde zunächst für alle Stationen der normale Teil der Beschleunigung der Schwerkraft im Meeresniveau berechnet und zwar nach der Formel:

$$\gamma_0 = 978{,}000 \text{ cm } (1 + 0{,}005310 \sin^2 \Phi) \text{ oder}$$
$$\gamma_0 = 980{,}597 \text{ cm } (1 - 0{,}002648 \cos 2 \Phi)$$
$$(\Phi = \text{geogr. Breite}).$$

Die Abweichungen der beobachteten und auf das Meeresniveau reduzierten g gegen γ_0 wurden für Küsten- und Festlandsstationen getrennt, aber ohne Unterschied der nördlichen und südlichen Erdhälfte für Zonen zwischen den Parallelkreisen von 0^0, 10^0, 20^0 . . . . 80^0 Breite gemittelt. Aus diesen Differenzen leitet Helmert für obige

Formeln Verbesserungen der Konstanten ab und berücksichtigt zugleich noch eine Kugelfunktion vierten Ranges mittels eines in $\sin^2 2\,\Phi$ multiplizierten Gliedes. Da sich aus der Rechnung selbst der Koeffizient dieses Gliedes ganz unsicher ergiebt, führt er für diesen den bei Annahme hydrostatischer Schichtung der Erdmasse von E. Wiechert 1897 (und bei anderer Annahme über die Massenverteilung auch von G. H. Darwin 1899 fast ebenso gross) gefundenen Wert von $-0{,}000007$ ein. Folgende Zusammenstellung für Festland, Küstenland und für beide gemittelt zeigt die Gestalt des Ausdruckes mit selbständig gefundenem und mit dem Wiechertschen Koeffizienten:

$\mathfrak{G}$ ist der Wert in 45^0 Breite, (vv) die Quadratsumme der Verbesserungen, M der mittlere Fehler einer Gleichung.

F $\gamma_0 = 978{,}036\,(1 + 0{,}005\,296 \sin^2\Phi + 0{,}000010 \sin^2 2\,\Phi)$ $\mathfrak{G} = 980{,}636$, $(vv) = 803$, $M = \pm 13$

$\gamma_0 = 978{,}044\,(1 + 0{,}005\,301 \sin^2\Phi - 0{,}000007 \sin^2 2\,\Phi)$ $\mathfrak{G} = 980{,}629$, $(vv) = 1082$, $M = \pm 13$

K $\gamma_0 = 978{,}049\,(1 + 0{,}005\,302 \sin^2\Phi - 0{,}000013 \sin^2 2\,\Phi)$, $\mathfrak{G} = 980{,}629$, $(vv) = 577$, $M = \pm 11$

$\gamma_0 = 978{,}047\,(1 + 0{,}005\,300 \sin^2\Phi - 0{,}000007 \sin^2 2\,\Phi)$, $\mathfrak{G} = 980{,}632$, $(vv) = 620$, $M = \pm 10$

Mittel $\gamma_0 = 978{,}044\,(1 + 0{,}005\,300 \sin^2\Phi - 0{,}000002 \sin^2 2\,\Phi)$, $\mathfrak{G} = 980{,}634$ $(vv) = 638$, $M = \pm 11$

$\gamma_0 = 978{,}046\,(1 + 0{,}005\,302 \sin^2\Phi - 0{,}000007 \sin^2 2\,\Phi)$, $\mathfrak{G} = 980{,}632$, $(vv) = 689$, $M = \pm 11$

Man sieht hieraus, dass die Einführung der Wiechertschen Konstante für die Verminderung der Unterschiede zwischen den Hauptkonstanten in den Gleichungen für Festland und Küste von günstigem Einfluss gewesen ist.

Helmert giebt noch eine Relation an zwischen den Änderungen dg der Zonenwerte und den entsprechenden Änderungen der Konstanten. Es zeigt sich hierbei ferner, dass es für den Koeffizienten von $\sin^2\Phi$ fast einerlei ist, ob man, wie es Helmert gethan hat, den Zonenwerten gleiches Gewicht oder Gewichte proportional $\cos\Phi$, im Sinne einer Entwickelung von g nach Kugelfunktionen, beilegt. Nach einer Vergleichung mit der aus Iwanows Formel (1898) für die Länge des einfachen Sekundenpendels abgeleiteten Gleichung für γ_0, bei welcher sich die sehr geringen Abweichungen zwischen den Iwanowschen und Helmertschen Konstanten zum grössten Teile dadurch erklären lassen, dass der erstere die Beobachtungen auf kleinen ozeanischen Inseln mit berücksichtigt hat, giebt Helmert noch die Abplattung des zu der normalen Schwerkraft gehörenden Normalsphäroides an. Er findet dieselbe aus den 3 Gleichungen für Festlands-, Küsten- und gemittelten Beobachtungen zu $\frac{1}{a} = 298{,}3$, $298{,}1$, $298{,}3$, mit selbstgefundenem Koeffizienten für $\sin^2 2\,\Phi$ und $\frac{1}{a} = 298{,}2$, $298{,}1$, $298{,}3$ mit dem Wiechertschen Koeffizienten.

Als Endresultat ergiebt sich für den normalen Teil der Schwerkraft im Meeresniveau im Wiener System der Ausdruck:

$$\gamma_0 = 978{,}046\ \text{cm}\,(1 + 0{,}005\,302 \sin^2\Phi - 0{,}000\,007 \sin^2 2\,\Phi)$$

oder

$$\gamma_0 = 980{,}632\ \text{cm}\,(1 + 0{,}002\,644 \cos 2\,\Phi + 0{,}000\,007 \cos^2 2\,\Phi)$$

und ein reziproker Abplattungswert $\frac{1}{a} = 298{,}3$.

Meyermann.

(Eingegangen 17. September 1901.)

Tagesereignisse.

Die Doktoringenieurdiplome unterscheiden sich sehr wesentlich von den Doktordiplomen, welche an den Universitäten von den einzelnen Fakultäten verliehen werden. Während diese in der altgeheiligten lateinischen Sprache abgefasst sind, ist für das Diplom des modernen Doktor-Ingenieur die deutsche Sprache gewählt. An der Technischen Hochschule zu Berlin wird demnächst, den drei ersten Doktoringenieuren das Diplom ausgehändigt und ein Abdruck am schwarzen Brett des Senates bekannt gegeben werden. Es dürfte interessant sein, das Formular dieses Diploms kennen zu lernen. Es lautet:

„Die Königliche Technische Hochschule zu Berlin unter dem Rektorate des . . . . . .

verleiht durch diese Urkunde

dem Diplom-Ingenieur

Herrn . . . .

aus . . . . . .

die Würde eines Doktor-Ingenieurs,

nachdem derselbe bei der Abteilung für . . . .

in ordnungsmässigem Promotionsverfahren

unter Vorsitz des

. . . .

und unter Mitwirkung der beiden Referenten

durch seine Dissertation

„Über . . . .“

sowie durch die vorgenommene mündliche Prüfung

seine wissenschaftliche Befähigung erwiesen

und hierbei das Prädikat

„ . . . . . bestanden“

erworben hat.

Berlin-Charlottenburg, den . . . . 1901.

L. S.

Rektor und Senat

der Königlichen Technischen Hochschule zu Berlin

gez. . . . . . .“

Personalien.

Der bisherige erste Assistent am physikalischen Institute der Universität Heidelberg, Professor Dr. Precht, erhielt einen Ruf an die technische Hochschule in Hannover und hat denselben angenommen.

Der zum etatsmässigen ausserordentlichen Professor für physikalische Chemie an der Heidelberger Universität ernannte bisherige Privatdozent in Leipzig, Dr. phil. Georg Bredig, wird mit Beginn des Wintersemesters als Abteilungsvorsteher die Leitung des physikalisch-chemischen Unterrichts im Heidelberger chemischen Universitäts-Institute übernehmen.

Der Astronom Professor Max Wolf in Heidelberg hat den an ihn ergangenen Ruf nach Göttingen abgelehnt.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.